



TITLE:

強磁場下のアンダーソン局在(二次元)(強い相関をもつゆらぎの統計物理学,科研費研究会報告)

AUTHOR(S):

小野, 嘉之

---

CITATION:

小野, 嘉之. 強磁場下のアンダーソン局在(二次元)(強い相関をもつゆらぎの統計物理学,科研費研究会報告). 物性研究 1983, 40(5): 14-15

ISSUE DATE:

1983-08-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/91118>

RIGHT:

## 強磁場下のアンダーソン局在 (二次元)

東大・理 小野嘉之

不純物ポテンシャルによる電子のアンダーソン局在の問題は、見掛け上、一体問題であるが、ポテンシャルの揺らぎに関する平均を取ると、拡散モード間の相互作用が生じ、本質的には多体問題と扱うことになる。ポテンシャルの揺らぎを一定にしたまま、電子の濃度を変えていくと、Fermi エネルギーが変化し、あるエネルギーを境に、局在-非局在の転移が起こる。これは、通常の相転移に類似のものである。

ここでは、二次元系のアンダーソン局在を論じるが、これに関しては、系が時間反転対称性を持つ場合、エネルギーに関らず状態は局在するということが、Abrahams の四人組により、示され、その後の実験の解釈もこれを裏づけた。磁場は時間反転対称性を破り、局在を弱めるという指摘は、氷上らにより、示され、Si-MOSFET などの系で、負の磁気抵抗として観測された。しかし、吾岡らは、ダイヤグラムを用いた自己無撞着な、動的拡散係数の計算によって、強磁場領域では、局在は弱められる（即ち、局在の長さが伸びる）だけで、完全に壊されることはないという結論を得た。これは、非線型モデルによる繰込み群の理論の結論とも矛盾しない。一方、強磁場下では、現在、量子化ホール効果の問題が脚光を浴びている。ホール伝導度が零でないためには、非局在化した状態が存在しなければならぬことは、青木と安藤によって議論され、現実には量子化ホール伝導度が観測されている事実は、強い磁場によって局在が壊されていることを示唆する。それでは、局在の壊れ方は、どのようなものであろうか？これが、ここでも論じた問題である。紙面の都合で、途中の詳しい計算は省き、大まかな方針と、得られる結論の概略を以下に述べる。

方法は、Vollhardt ら、あるいは吾岡らにより、用いられたものと本質的に同系統に属するものであり、動的拡散係数  $D(\omega, E)$  [ $E$  は Fermi エネルギー、温度は  $T=0$  に限ることにする] を自己無撞着に決定する。 $D$  は密度緩和関数  $\phi(q, \omega)$  の長波長 ( $q \rightarrow 0$ ) 極限での拡散関数形で定義する、 $[N(E)$  は  $E$  での状態密度]

$$\phi(q, \omega) = -N(E) / [\omega + i D(\omega, E) q^2]$$

$\phi$  はダイヤグラムで分解することにより、一体のグリーン関数で表わせる。その際、既約バークス補正と  $D(\omega, E)$  を結びつける方程式が得られる。次に、既約バークス補正を、拡散過程を含むような適当な近似で計算することにより、 $D$  に対する自己無撞着な方程式が得られる。この近似の精神は、異なるポテンシャル中心による散乱の間の相関を、途中の運動が、有効拡散媒質 ( $D$  で記述される) 中の拡散過程になるということと取り入れようというものである。具体的計算は、Landau サブバンド中 ( $=F$ )  $\ll \omega_c$  (サブバンド間隔,  $\omega_c$  はサイクロトロン周波数) の場合に限る。得られた自己無撞着方程式は、対数特異性を与える積分を含むが、その前に  $[G^R(E) + G^A(E)]^2$  という因子が掛かるため、 $\text{Re } G^R(E) = 0$  となる  $E$  では対数特異性が現れない [ここ、 $G^R(E)$ ,

$G^A(E)$  は Fermi エネルギーが存在しているサブバンドに対する遅延及び先進グリーン関数である。] この対称性には、低周波での  $D$  の振舞いを決めるのに本質的な役割りを果し、 $\text{Re } G^R(E) \neq 0$  のときは、 $\omega \rightarrow 0$  で

$$D(\omega, E) = -i\omega A_1(E) + \omega^2 A_2(E) + \dots$$

の形の解しか存在することが判る。即ち、 $D(0, E) = 0$  の意味で状態は局在する。 $E \rightarrow E_0$  での  $\text{Re } G^R(E)$  の振舞いから、 $\text{Re } G^R(E) = 0$  となる  $E$  が少なくとも一つはあることが判る（一般には一つだけである）。このエネルギー  $E_N$  ( $E$  は  $N$  番目のサブバンド内にあるとする) を、サブバンドの“中央”と定義すれば、サブバンドの中央では、状態は非局在化しており、その状態が量子化ホール効果を生じると予想される。密度緩和関数の  $q$ -依存性から、局在の長さを決めることが出来るが、 $E \rightarrow E_N$  のとき、この局在の長さは、

$$\xi \sim \exp[CT^2/(E - E_N)^2]$$

のように強く発散する。ここに  $C$  は 1 のオーダーの定数である。

不純物ポテンシャルをとりあてて、電子濃度を変えていくと、Fermi エネルギーがサブバンドの“中央”を通過するたびに、局在の長さが発散するという結論が得られる。これは、最近の安藤による計算機シミュレーションの結果と定性的に一致する。

#### [参考文献]

- 1) E. Abrahams, P.W. Anderson, D.C. Licciardello and T.V. Ramakrishnan: Phys. Rev. Lett. 42(1979)672
- 2) S. Hikami, A.I. Larkin and Y. Nagaoka: Prog. Theor. Phys. 63(1980)707
- 3) D. Yoshioka, Y. Ono and H. Fukuyama: J. Phys. Soc. Jpn. 50(1981)3419  
Y. Ono, D. Yoshioka and H. Fukuyama: J. Phys. Soc. Jpn. 50(1981)2143
- 4) D. Vollhardt and P. Wölfle: Phys. Rev. Lett. 45(1980)842, Phys. Rev. B22(1980)4666
- 5) H. Aoki and T. Ando: Solid State Commun. 38(1981)1097
- 6) Y. Ono: J. Phys. Soc. Jpn. 51(1982)2055, 3544
- 7) T. Ando: in "Recent Topics from the Progress of Semiconductor Physics", ed. H. Kamimura and Y. Toyozawa, World Scientific Publication, 1983